

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



3336/2-78

14/VIII-78

G-559

P2 - 11511

М.Гмитро, Р.А.Сакаев, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ  
РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА  $^{16}\text{O}$   
ПО ПРОДУКТАМ РЕАКЦИЙ  
С  $\pi^-$  -МЕЗОНАМИ И МЮОНАМИ

**1978**

P2 - 11511

М.Гмитро, Р.А.Сакаев, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ  
РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА  $^{16}\text{O}$   
ПО ПРОДУКТАМ РЕАКЦИЙ  
С  $\pi^-$ -МЕЗОНАМИ И МЮОНАМИ

*Направлено в "Известия АН СССР, сер. физ."*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Гмитро М. и др.

P2 - 11511

Изучение структуры резонансных состояний ядра  $^{16}\text{O}$   
по продуктам реакций с  $\pi^-$ -мезонами и мюонами

Обсуждается структура полного и парциального спектров нейтронов от распада состояний гигантского резонанса, возбуждающихся в процессах  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$  и  $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu_\mu)$ . Показано, что резонансная структура нейтронного спектра обусловлена распадом коллективных состояний ядерной системы, формирующих гигантский резонанс.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Gmitro M, et al.

P2 - 11511

Investigation of the Structure of  $^{16}\text{O}$  Resonance States by the Products of Reactions with  $\pi^-$ -Mesons and Muons

The structure of total and partial spectra of neutrons from the decay of giant resonance states excited in the  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$  and  $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu_\mu)$  processes is discussed. It is shown that the resonance structure of neutron spectrum is due to the decay of nuclear system collective states which form the giant resonance.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

Основной чертой поглощения мюонов  $\mu^-(A, Z) \rightarrow \nu_\mu^-(A, Z-1)$  и радиационного захвата  $\pi^-$ -мезонов  $\pi^-(A, Z) \rightarrow \gamma + (A, Z-1)$  ядрами является возбуждение в ядерной системе гигантских резонансов. В легких ядрах /которые мы будем обсуждать в данной работе/ при поглощении мюонов основная ветвь возбуждения обусловлена переходами дипольного /описываемого оператором  $Y_1(\theta, \phi)$ / и спин-дипольного /описываемого оператором  $[\sigma Y_1(\theta, \phi)]_J$  / типов. В отличие от мюонов, основная часть которых достигает 1s-орбиты,  $\pi^-$ -мезоны поглощаются и с более высоких орбит мезоатома. Так, в ядрах 1p-оболочки захват идет как с s, так и с p-орбит. В силу этого в легких ядрах при радиационном захвате  $\pi^-$ -мезонов наряду с возбуждением спин-дипольной ветви резонанса происходит с заметной вероятностью возбуждение и спин-квадрупольной ветви /описываемой оператором  $[\sigma Y_2(\theta, \phi)]_J$  /. В ядре  $^{16}\text{O}$ , напр., вклад последней составляет около 44% /1/.

Подход, основанный на концепции о доминирующей роли состояний гигантского резонанса в обоих процессах, позволил описать gross-структуру спектра возбуждения ядерной системы /1-4/. Однако одних только данных о gross-структуре спектра еще не достаточно для глубокой проверки многих положений теории, лежащих в основе описания обоих процессов. Как и в случае фото-ядерных реакций, важная информация может быть получена из нейтронных спектров, и особенно из парциальных нейтронных спектров, когда фиксируется конкретное состояние конечного ядра (A-1). Анализ каналов распада состояний гигантского резонанса в процессах  $\mu^-$ -за-

хвата и радиационного  $\pi^-$ -захвата в легких ядрах на примере ядра  $^{16}\text{O}$  посвящена данная работа. Ядро  $^{16}\text{O}$  выбрано по той причине, что в этом случае удается последовательно учесть состояния типа две частицы - две дырки. Роль этих состояний в формировании резонанса оказалась важной<sup>/1/</sup>.

Анализ спектра возбуждения ядерной системы при поглощении мюонов и при радиационном захвате  $\pi^-$ -мезонов в  $^{16}\text{O}$  был проведен нами в работе<sup>/1/</sup>. Там же подробно изложен весь формализм расчета. Поэтому нет необходимости останавливаться на этих вопросах еще раз. Приведем только конечный результат рассмотрения. В табл. 1 даны просуммированные по всем резонансам с определенным значением спина скорости радиационного захвата  $\lambda(J) = \sum_{E_i} \lambda(J, E_i)$  и выходы  $R(J) = \sum_{E_i} R(J, E_i)$

Таблица 1

Скорости радиационного захвата  $\pi^-$ -мезонов и выходы жестких  $\gamma$ -квантов в ядре  $^{16}\text{O}$

$J^\pi$	$\lambda_{\pi^-}(J)$ $10^{16} \text{сек}^{-1}$	$\lambda_{\gamma}(J)$ $10^{12} \text{сек}^{-1}$	$R_s(J)$ $(10^{-4})$	$R_p(J)$ $(10^{-4})$	$R(J)$ $(10^{-4})$
$0^-$	0	1,2	0	1,5	1,5
$1^-$	8,7	16,2	6,4	20,7	27,1
$2^-$	10,7	58,1	7,8	74,4	82,2
$3^-$	0,2	6,3	0,2	8,1	8,3
$0^+$	0	0,3	0	0,3	0,3
$1^+$	1,5	12,9	1,1	16,5	17,6
$2^+$	1,8	26,7	1,3	34,2	35,5
$3^+$	2,0	31,0	1,5	39,7	41,2
$\Sigma(J^-)$	19,6	81,8	14,4	104,7	119,1
$\Sigma(J^+)$	5,3	70,9	3,9	90,7	94,6
$\Sigma(J^-) + \Sigma(J^+)$	24,9	152,7	18,3	195,4	213,7

жестких  $\gamma$ -квантов как для захвата с s-орбит, так и с p-орбит мезоатома. Там же приведен полный выход  $R = R_s + R_p$   $\gamma$ -квантов. Приводимые в данной работе результаты слегка отличаются от результатов работы<sup>/1/</sup>. Это связано с тем, что в ранней работе<sup>/1/</sup> в спин-квадрупольной ветви резонанса вклад состояний типа две частицы - две дырки учитывался не совсем точно.

Характер возбуждения ядерной системы в области энергии возбуждения  $E^*(^{16}\text{N}) > 15 \text{ МэВ}$  проиллюстрирован в табл. 2. В этой области число резонансов велико и поэтому вклад их просуммирован по интервалу  $\Delta = 5 \text{ МэВ}$ . В табл. 2 приводятся величины  $R(J, \Delta E) = \sum_{E_i=E_0}^{E_0+\Delta} R(J; E_i)$ . Доминирующими в этой области энергий являются спин-квадрупольные переходы. Они преимущественно связаны с захватом  $\pi^-$ -мезонов с p-орбит.

Выход  $\gamma$ -квантов, испущенных в интервале энергий от  $E_\gamma$  до  $E_\gamma + dE_\gamma$ , определяется величиной  $W(E_\gamma)$ :  $dR = W(E_\gamma) dE_\gamma$ . Эта величина приведена на рис. 1 в виде сплошной линии. В виде гистограммы показаны экспериментальные данные<sup>/5/</sup>. Теоретическая кривая в целом довольно хорошо согласуется с экспериментальной. На рисунке выделен вклад спин-дипольной /а/ и спин-квадрупольной /б/ ветвей резонанса. Теоретические кривые получены в предположении, что каждый резонанс имеет брейт-вигнеровскую форму и ширину, равную 2 МэВ.

Перейдем теперь к обсуждению каналов распада состояний, сформировавших гигантский резонанс. Расчет каналов распада проводился в хорошо известном формализме приведенных ширин R-матричной теории. Основное состояние ядра  $^{15}\text{N}(1/2^-)$  и состояние  $3/2^- / E^* = 6,3 \text{ МэВ} /$  полагались чисто дырочными  $p_{1/2}^{-1}$  и  $p_{3/2}^{-1}$  соответственно/. Состояния положительной четности ядра  $^{15}\text{N}$  описывались суперпозицией конфигураций типа  $|\ell s^{-1}\rangle$  и  $|\ell 1 p^{-2}\rangle$ , где  $\ell = 2s$  или  $1d$ . Соответствующие волновые функции получены стандартным методом диагонализации. Взаимодействие между нуклонами в ядре описывалось потенциалом Табакина.

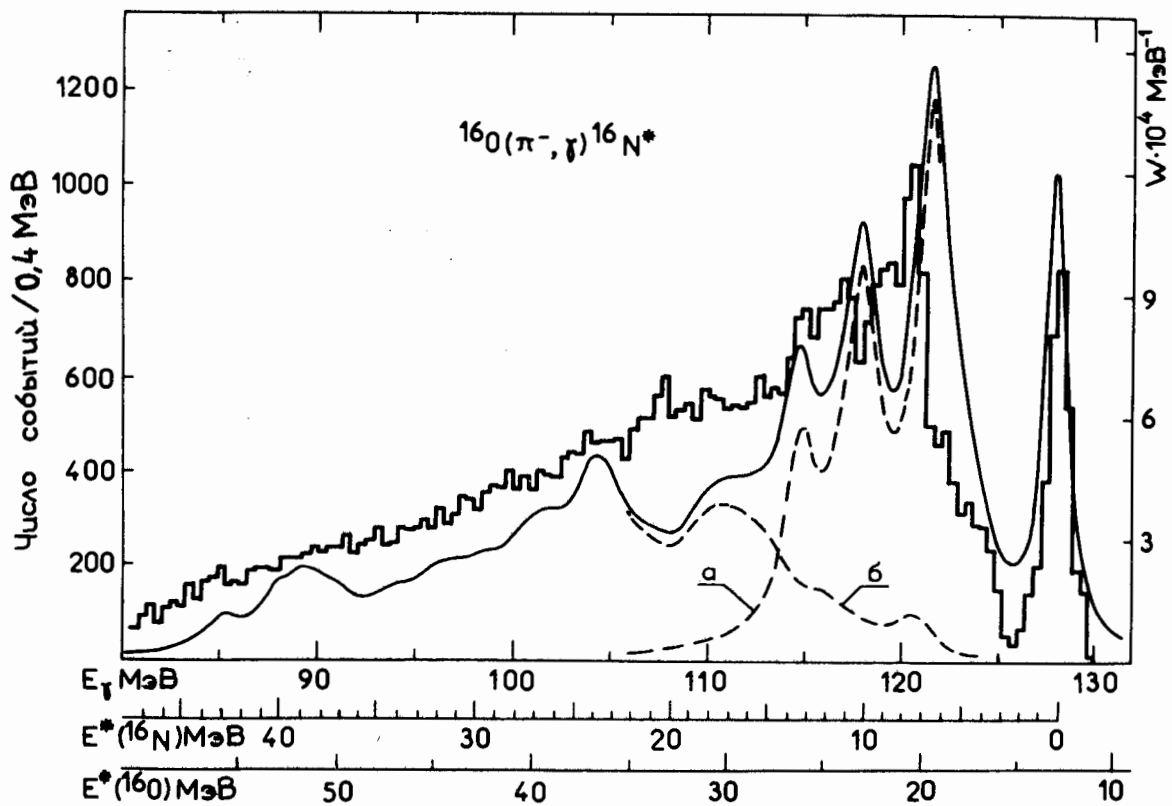


Рис. 1. Энергетический спектр жестких  $\gamma$ -квантов при радиационном захвате  $\pi^-$ -мезонов ядром  $^{16}\text{O}$ .

Таблица 2

Выходы\* / в единицах  $10^{-4}$  /  $\gamma$ -квантов при радиационном захвате  $\pi^-$ -мезонов в  $^{16}\text{O}$  с возбуждением высокоэнергетической области ядра  $^{16}\text{N}$ .

Энергетический интервал в МэВ	$0^+$		$1^+$		$2^+$		$3^+$		Сумма	
	$R_p(J, \Delta E)$	$R(J, \Delta E)$	$R_p(J, \Delta E)$	$R(J, \Delta E)$	$R_p(J, \Delta E)$	$R(J, \Delta E)$	$R_p(J, \Delta E)$	$R(J, \Delta E)$	$R_p(J, \Delta E)$	$R(J, \Delta E)$
15-20	0,05	0,05	1,19	1,28	6,49	6,81	10,59	11,0	18,3	19,1
20-25	0,04	0,04	2,17	2,22	8,66	9,01	9,11	9,44	20,0	20,7
25-30	0,15	0,15	3,07	3,28	7,22	7,48	3,47	3,60	13,9	14,5
30-35	0,04	0,04	2,14	2,34	5,56	5,74	2,70	2,78	10,4	10,9
35-40	0	0	3,05	3,25	4,45	4,55	2,60	2,66	10,1	10,5
$\geq 40$	0	0	4,12	4,45	0,61	0,62	0,06	0,06	4,8	5,1

\* Вклад резонансов отрицательной четности в области возбуждения  $E(^{16}\text{N}) > 15$  МэВ в выход  $\gamma$ -квантов составляет  $R = 1,5 \cdot 10^{-4}$

Результаты расчета полного нейтронного спектра приведены на рис. 2а - для процесса  $(\mu^-, \nu_\mu)$ , 2б - для процесса  $(\pi^-, \gamma)$ . Приведены также и экспериментальные данные. Теоретические кривые получены в предположении, что каждый резонанс в нейтронном спектре, показанный на рисунке в виде вертикальной линии, имеет брейт-вигнеровскую форму и ширину, равную 2 МэВ. Резонансы, показанные в виде сплошных вертикальных линий, соответствуют распаду в основное состояние дочернего ядра  $^{15}\text{N}(1/2^-)$ , а в виде пунктирных линий в возбужденное состояние  $3/2^-/E^* = 6,3 \text{ МэВ/}$ . В обоих процессах в спектрах нейтронов четко прослеживается пик в районе  $E_n = 4 \pm 5 \text{ МэВ}$ , который воспроизводится также и в расчете. Резонанс в нейтронном спектре при поглощении мюонов обусловлен распадом коллективных состояний ядра  $^{16}\text{N}$   $2_4^-/E^* = 6,6 \text{ МэВ/}$ ,  $1_3^-/7,9 \text{ МэВ/}$  в основное состояние  $^{15}\text{N}(1/2^-)$  и  $1_5^-/13,4 \text{ МэВ/}$  - в возбужденное  $3/2^-/E^* = 6,3 \text{ МэВ/}$ . В процессе  $(\pi^-, \gamma)$  резонанс обусловлен распадом состояния  $2_4^-$  в основное состояние  $^{15}\text{N}$  и  $1_5^-$  - в возбужденное состояние  $3/2^-$ /нижний индекс у спина показывает порядок следования уровня с данным J/. Распад резонансов отрицательной четности  $^{16}\text{N}$  на уровни  $^{15}\text{N}$  положительной четности идет с малой вероятностью.

Спектр нейтронов в процессе  $(\pi, \gamma)$  оказывается более жестким, чем в процессе  $(\mu, \nu_\mu)$ . Это связано с сильным проявлением квадрупольной ветви возбуждения в процессе  $(\pi, \gamma)$ . Ее распад в основное состояние ядра  $^{15}\text{N}$  приводит к вылету высокоэнергетических нейтронов. Как следует из расчетов, выход нейтронов с энергией  $E_n > 10 \text{ МэВ}$  в процессе  $(\pi^-, \gamma)$  должен составлять 32%, а с энергией  $E_n > 15 \text{ МэВ}$  - около 22% от полного выхода нейтронов. Расчет показал, что состояния, формирующие спин-квадрупольную ветвь резонанса, распадаются с большой вероятностью на высоко-возбужденные состояния дочернего ядра  $(A-1)$ , которые лежат выше порога последующего испускания нуклона /см. табл. 3/. В результате - канал с испусканием двух нейтронов  $(\pi^-, \gamma 2n)$  или нейтрона и протона  $(\pi^-, \gamma np)$  оказывается довольно интенсивным. В ядре  $^{16}\text{O}$  на долю обоих этих процессов приходится 19% случаев.

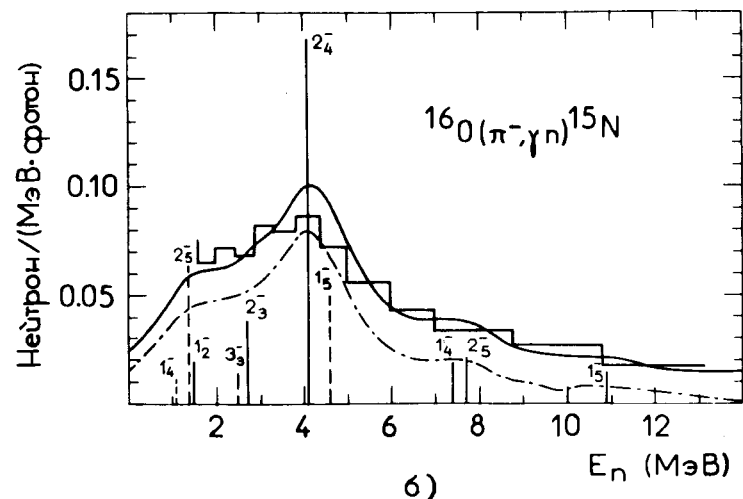
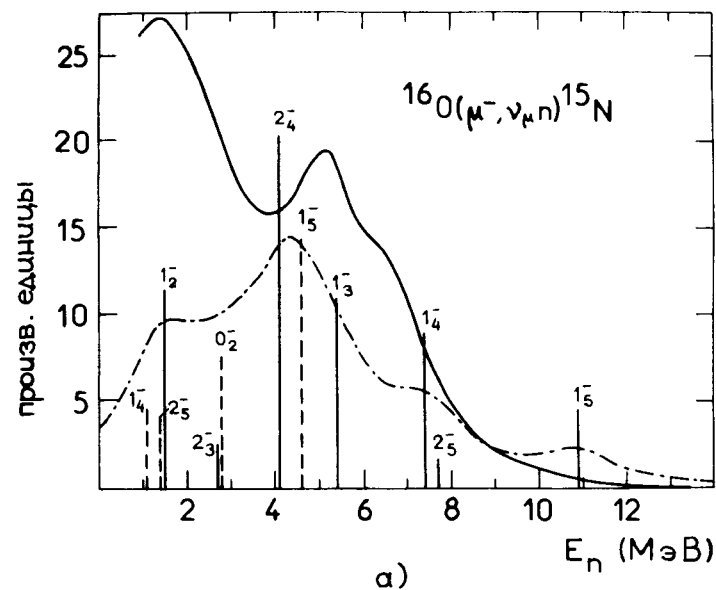


Рис. 2. Полный нейтронный спектр в процессах а/  $(\mu^-, \nu_\mu)$ ; сплошная кривая - результат измерения  $^{16}\text{O}$ , штрих-пунктирная - результат расчета; б/  $(\pi^-, \gamma)$ ; гистограмма - результат измерения  $^{16}\text{O}$ , сплошная кривая - результат расчета с учетом спин-квадрупольной ветви гигантского резонанса, штрих-пунктирная - без учета.

Таблица 3

Относительный выход  $N$  нейтронов с заселением ядра  $^{15}\text{N}$  в состоянии со спином  $J_0$  и энергией  $E_0$  /в единицах  $10^{-2}$  /;  $N^+$  и  $N^-$  соответствуют распаду резонансов положительной и отрицательной четности

$J_0^\pi$	$1/2^-$	$1/2^+, 5/2^+$	$3/2^-$	Остальные связанные состояния	Уровни $^{15}\text{N}$ , лежащие выше порога нуклонного развала	Сумма по всем состояниям ядра $^{15}\text{N}$
$E_0$ (МэВ)	(Осн. сост.)	5,3	6,3			
$N^+$	5,4	3,1	10,9	5,2	19,8	44,4
$N^-$	29,4	0,4	14,5	0,2	1,1	45,6
$N^+ + N^-$	34,8	3,5	25,4	5,4	20,9	90,0

В табл. 3 приводится относительный выход нейтронов

$$N^{(\pm)} = \sum_i \frac{\Gamma_i(J_0 E_0)}{\Gamma_i^{\text{tot}}} \cdot \frac{R_i^{(\pm)}(E_i)}{R_{\text{tot}}}$$

Суммирование ведется по всем резонансам положительной  $+/$  или отрицательной  $-/$  четности.  $\Gamma_i^{\text{tot}}$  - рассчитываемая полная нуклонная ширина  $i$ -го резонанса,  $\Gamma_i(J_0 E_0)$  - парциальная ширина нуклонного распада  $i$ -ого резонанса на состояние  $J_0 E_0$  ядра  $(A-1)$ ;  $R_{\text{tot}} = 2,1 \cdot 10^{-2}$  - полный выход  $\gamma$ -квантов в процессе  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)$ .

Полные нейтронные спектры являются результатом наложения большого числа парциальных спектров. В результате такого наложения, как хорошо видно из рис. 2, многие особенности спектра сглаживаются. Поэтому большой интерес представляет выделение парциальных спектров. Экспериментальное исследование парциальных нейтронных спектров может быть связано с проведением измерений на совпадение первичного  $\gamma$ -кванта и вторичного мягкого от высвечивания ядерного состояния.

Парциальные спектры нейтронов, отвечающие заселению основного состояния  $1/2^-$  ядра  $^{15}\text{N}$  и состояния  $3/2^-/E^* = 6,3 \text{ МэВ}$  - эти состояния заселяются с наибольшей интенсивностью - приведены на рис. 3 и 4. Распад квадрупольной ветви резонанса в процессе  $(\pi^-, \gamma)$  приводит преимущественно к заселению уровня  $3/2^-$  ядра  $^{15}\text{N}$ . Поэтому соответствующие парциальные нейтронные спектры в процессе  $(\pi^-, \gamma)$  отличаются от спектров в процессе  $(\mu^-, \nu_\mu)$ . В то же время парциальные нейтронные спектры, связанные с заселением основного состояния ядра  $^{15}\text{N}$ , имеют в обоих процессах сходную структуру.

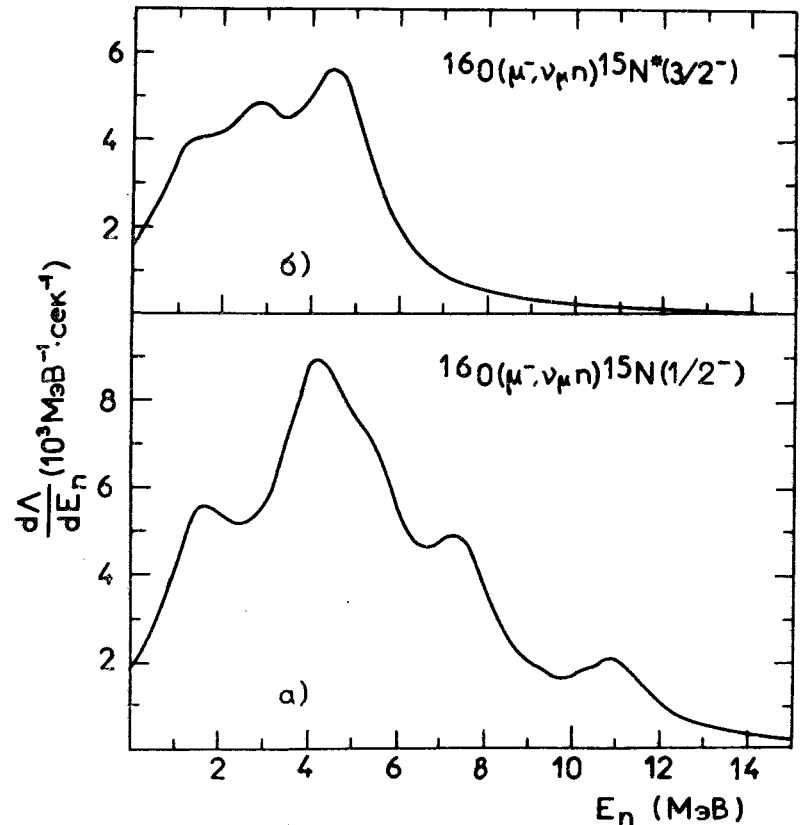


Рис. 3. Парциальный нейтронный спектр в процессе  $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu_\mu)$  а/ - с заселением основного состояния ядра  $^{15}\text{N}(1/2^-)$  и б/ - состояния  $3/2^-/6,3 \text{ МэВ}$ .

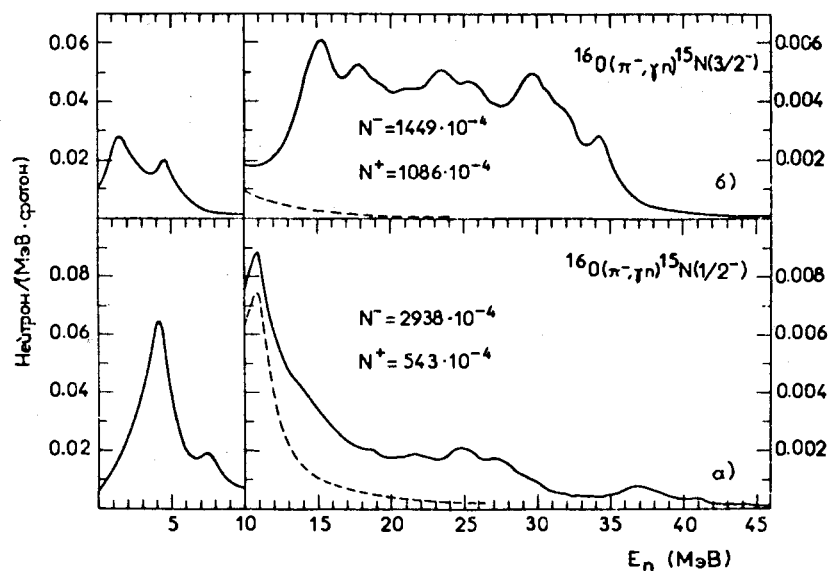


Рис. 4. Парциальный нейтронный спектр в процессе  $^{16}\text{O}(\pi^-, \gamma)^{15}\text{N}$ ; а/ - с заселением основного состояния ядра  $^{15}\text{N}(1/2^-)$  и б/ - состояния  $3/2^-/6,3$  МэВ/, пунктирная кривая - вклад спин-дипольной ветви гигантского резонанса.

Проведенное рассмотрение нейтронных спектров показало, что концепция о доминирующей роли состояний гигантского резонанса позволяет описать в общих чертах структуру нейтронного спектра в легких ядрах. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. С другой стороны, представляет интерес дальнейшее экспериментальное изучение нейтронного канала распада - парциальных спектров, выходов по каналу двухнуклонного развала, и т.д. Такие экспериментальные данные позволят глубже проверить различные аспекты ядерной структуры, связанные с процессом  $(\pi, \gamma)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Eramzhyan R.A. e.a. *Nucl. Phys.*, 1977, A290, p.294.
2. Baer H.W., Crowe K.M., Trüöl P. *Adv. Nucl. Phys.*, 1977, 9, p.177.

3. Baer H.W. In: *Proc. 7th Int. Conf. on High Energy Physics and Nucl. Structure*, ed. M. Locher (Birkhäuser Verlag, Basel, 1977), p.245.
4. Dogotar G.E. e.a. *JINR, E2-11275, Dubna*, 1978.
5. Alder J.C. e.a. *Proc. 7th Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure. Zurich, August, 1977, Abstract C16 and private communication.*
6. Lamm W.-C. e.a. *Phys. Rev.*, 1974, C10, p.72.
7. Plett M.E., Sobottka S.E. *Phys. Rev.*, 1971, C3, p.1003.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 апреля 1978 года.